

03

Винтовая длиннопериодическая структура ядра турбулентного потока в нагреваемом прямоугольном канале с наклонными ребрами на одной из стенок

© С.А. Галаев, А.М. Левченя, В.В. Рис, Е.М. Смирнов

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
195251 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: sealga@mail.ru

Поступило в Редакцию 5 июля 2024 г.

В окончательной редакции 20 августа 2024 г.

Принято к публикации 15 сентября 2024 г.

Представлены результаты численного моделирования турбулентного течения воздуха в прямоугольном канале длиной 50 калибров, на одной стенке которого периодически расположены прямые ребра, наклоненные к оси канала на угол 45° . Расчетами охвачен диапазон значений числа Рейнольдса Re от 10^4 до $2 \cdot 10^5$. Установлено, что при всех значениях Re в исследуемом течении возникает протяженный участок, на котором ядро потока характеризуется винтообразной структурой. Выделены несколько фаз формирования винтовой структуры по мере удаления от входа в канал. Показано, что интегральные характеристики потока с развившейся квазистационарной винтовой структурой (трение и теплоотдача) близки к характеристикам установившегося пространственно периодического течения при том же значении числа Рейнольдса. Наличие характерных фаз формирования течения с винтовой структурой ядра, выявленных в численном эксперименте, подтверждается результатами представленных в литературе физических экспериментов.

Ключевые слова: оребренный канал, турбулентное течение, начальный участок, винтовое течение, теплообмен.

DOI: 10.61011/JTF.2024.11.59096.221-24

Введение

Турбулентные течения и теплообмен в каналах прямоугольного сечения с оребренными изнутри стенками исследуются методами физического и численного моделирования на протяжении длительного времени (см., например, монографии [1,2]). Интерес к исследованиям вызван использованием таких каналов для охлаждения лопаток высокотемпературных газовых турбин [3] и для нагревания различных сред в каналах теплообменных устройств, в частности, устройств, поглощающих солнечную радиацию [4].

К настоящему времени установлены рациональные геометрические параметры для разных вариантов оребрения. Один из вариантов характеризуется следующими параметрами: в прямом прямоугольном канале с $W/H = 1.5$ (W и H — ширина и высота сечения) поперек одной из стенок шириной W с шагом P , равным H , параллельно располагаются прямые ребра квадратного сечения $e \times e$ ($e = 0.1H$), наклоненные относительно продольной оси канала на угол α , который для существенного увеличения теплоотдачи варьируют в диапазоне от 45° до 60° [3].

Экспериментальные исследования для случая $\alpha = 45^\circ$ (рис. 1), при $W/H = 1.5$, $P = H$ и $e = 0.1H$ были в частности проведены автором работы [5]. В эксперименте исследовалось течение воздуха в канале, включающем участок с двенадцатью ребрами, а также входной и

выходной гладкие участки. Установлено, что интенсификация теплоотдачи на гладких участках оребренной стенки по сравнению с теплоотдачей в гладком канале

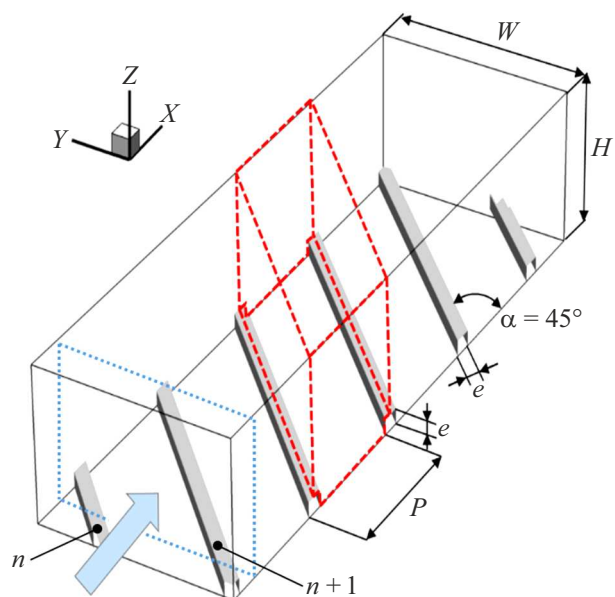


Рис. 1. Участок канала с одной оребренной стенкой. Красные штриховые линии — границы сегмента канала, синие пунктирные линии — границы сечения канала, нормального к продольной оси x , стрелка — направление расходного течения, n и $n + 1$ — порядок нумерации ребер в канале.

составляет 60–70%, причем с увеличением числа Re от 10^5 до $1.8 \cdot 10^5$ уровень интенсификации уменьшается; здесь $Re = U_b D_h / \nu$, где U_b — среднерасходная скорость, D_h — гидравлический диаметр, ν — кинематическая вязкость.

Авторы настоящей работы для условий, близких к принятым в экспериментах [5], провели численное моделирование развитого турбулентного течения и теплообмена в канале с оребренной стенкой, в предположении периодичности поля течения с шагом оребрения P [6]. Расчеты, выполненные на основе уравнений Рейнольдса с применением $k - \omega$ SST модели турбулентности, показали [6], что степень интенсификации теплоотдачи в диапазоне числа Re от $5 \cdot 10^4$ до $2 \cdot 10^5$ составляет 77–79%, слегка увеличиваясь с ростом Re . Весьма умеренное расхождение результатов физического и численного экспериментов было отнесено в первую очередь на отличие реального течения в канале, включающем только двенадцать оребренных сегментов [5], от своего рода идеализированного течения с продольной периодичностью, исследованного в [6] методом численного моделирования. Отметим вместе с тем, что при выборе рабочего участка автор экспериментальной работы [5] опирался на весьма распространенное мнение о стабилизации течения и установлении характеристик теплообмена на протяжении первых четырех оребренных секций [3].

Обратимся к другим экспериментальным исследованиям теплоотдачи при турбулентном течении воздуха в прямоугольных каналах с односторонним оребрением [7,8]. В обеих работах ребра имели квадратное сечение и были установлены под углом 45° относительно продольной оси канала. В работе [7] исследовалась теплоотдача в канале квадратного сечения ($H \times H$) с двумя противоположными оребренными стенками. Канал включал до 33 оребренных секций и не имел предвключенного гладкого участка. В работе [8] исследована теплоотдача в канале сечением $W/H = 5$ и одной или двумя оребренными широкими стенками; количество ребер, установленных с шагом H на стенке большей ширины, составляло шестнадцать, перед входом в оребренный участок канала располагался протяженный участок гладкого канала.

На сводном рис. 2 приведены некоторые результаты этих работ. По оси абсцисс отложены величины отношения значения продольной координаты x к шагу между ребрами P . По оси ординат отложены величины отношения числа Нуссельта в оребренном канале (Nu) к числу Нуссельта при развитом течении и стабилизированном теплообмене в гладком канале такого же сечения (Nu_0). Значения числа Nu получены путем осреднения локальных параметров по площади каждого из межреберных промежутков. Кривым 1–4 соответствуют следующие геометрические и режимные параметры: красные линии и символы 1 и 2 — $W/H = 1$, $Re = 3 \cdot 10^4$, $e/H = 0.1$, кроме того, 1 — $P/H = 1$, 2 — $P/H = 0.5$ [7]; синие линии и символы 3 и 4 —

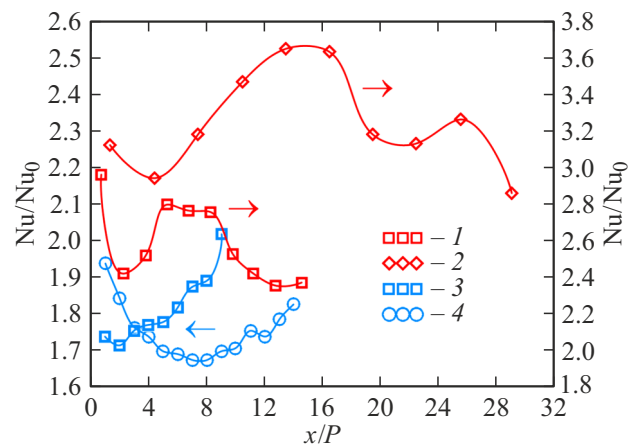


Рис. 2. Результаты экспериментов по интенсификации теплоотдачи в оребренных каналах: 1, 2 — данные [7], 3, 4 — данные [8].

$W/H = 5$, $Re = 2.9 \cdot 10^4$, $e/H = 0.15$, кроме того, 3 — $P/H = 1.5$, 4 — $P/H = 1$ [8].

Приведенные экспериментальные данные и ряд других, представленных в литературе, указывают на немотонный характер изменения теплоотдачи вдоль оребренных каналов. Для иллюстрируемых на рис. 2 вариантов 1, 2 и 4 сразу за входом наблюдается участок уменьшения теплоотдачи, который только в одном случае (вариант 4) простирается приблизительно до восьмого ребра, а в остальных случаях ограничивается протяженностью двух-четырех шагов. Далее теплоотдача либо почти монотонно возрастает, как для вариантов 3 и 4 (канал с $W/H = 5$), либо ее поведение становится волнообразным, как для вариантов 1 и 2 (канал с $W/H = 1$). Для варианта 1 размах „волны“ Nu/Nu_0 близок к 10% от среднего значения, а для варианта 2 размах достигает 18%. Здесь уместно отметить, что в гладких каналах значения числа Нуссельта монотонно уменьшаются, следуя гиперболической зависимости типа $a_1 - a_2 / (x/D_h)^b$, в которой a_1 , a_2 и b — величины, зависящие от геометрии каналов, чисел Re и Pr . Например, в работе [9] предлагается зависимость, в которой $a_1 = 1$, $a_2 \propto Re^{-0.23}$ и $b \approx 0.8$ — величина, слабо зависящая от числа Re .

В экспериментальных работах число сегментов оребрения, как правило, не превышает двух десятков и в редких случаях достигает трех десятков. Упомянутые особенности экспериментальных данных, полученных для сравнительно коротких каналов, и наблюдающиеся расхождения с результатами решения идеализированной задачи, поставленной в предположении продольной периодичности, делают актуальной задачу численного моделирования турбулентного течения и теплообмена, развивающегося в существенно удлиненном канале, число сегментов в котором намного превосходит значения, принимавшиеся в известных экспериментальных исследованиях.

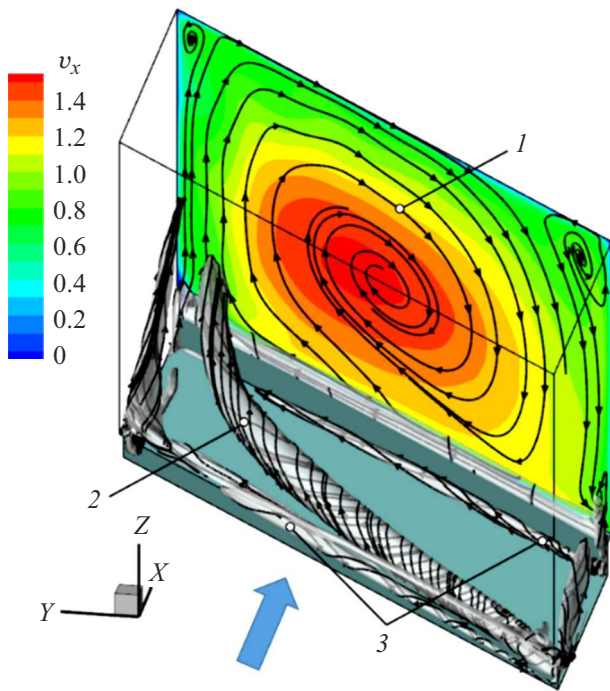


Рис. 3. Структура развитого пространственно периодического течения в канале с одной оребренной стенкой (по данным работы [6], $\alpha = 45^\circ$, $Re = 2 \cdot 10^4$): 1 — распределение безразмерной продольной скорости $v_x = V_x/U_b$ в параллельном ребру сечения канала с наложенными проекциями линий тока закрученного течения, 2 — изоповерхность Q -критерия и линии тока кромочного вихря, 3 — вихри на верхней грани ребра и в углу между ребром и стенкой.

Излагаемая ниже постановка задачи численного моделирования течения и теплообмена в длинном канале с одной оребренной стенкой во многом опиралась на представленный в [6] авторский опыт численного анализа гидродинамических и теплообменных процессов, полученный в рамках предположения об их продольной периодичности с шагом оребрения. Здесь, прежде всего, следует отметить опыт численного воспроизведения и анализа системы статистически стационарных вихрей, которые формируются наклонными ребрами и являются причиной увеличения теплоотдачи и гидравлического сопротивления в канале с оребренной стенкой.

Общее представление о вихревой структуре турбулентного периодического течения, формирующегося в канале с углом установки ребер $\alpha = 45^\circ$, дает рис. 3. Наклонные ребра, действуя как пристеночные завихрители, создают в канале закрученное течение (глобальный продольный вихрь 1) с углом закрутки на периферии ядра потока, близким к углу установки ребер. В дополнение к глобальному продольному вихрю с задней кромки верхней грани каждого ребра, в той части грани, которая расположена вверх по потоку, сходится высокоинтенсивный концентрированный вихрь 2. Ось этого кромочного вихря сначала ориентируется вдоль диаго-

нали межреберного участка, оставаясь приблизительно параллельной гладкой части оребренной стенки, а затем она резко изменяет свое направление и кромочный вихрь вовлекается в глобальный вихрь. На рис. 3 видны также менее интенсивные вихри 3, образовавшиеся над верхней гранью ребра и в углу между гранями ребра и стенкой канала.

1. Постановка задачи и методические аспекты

В настоящей работе ставится задача численного моделирования турбулентного течения и конвективного теплообмена несжимаемой среды (воздуха) с числом Прандтля, равным 0.7, в прямоугольном канале ($W/H = 1.5$), изображенном на рис. 4. Канал состоит из начального гладкого участка 1 длиной $6H$ ($5.6D_h$), оребренного участка 2 длиной $60H$ ($50D_h$) и гладкого выходного участка 3 длиной $16H$ ($13.5D_h$). Оребренная часть состоит из шестидесяти сегментов (один сегмент показан на рис. 1). Ребра установлены под углом $\alpha = 45^\circ$ с шагом $P = H$. Общая длина канала — $69.1D_h$.

Решаются нестационарные уравнения Рейнольдса (Unsteady RANS) с применением $k - \omega$ SST модели турбулентности [10]. Турбулентное число Прандтля полагается равным 0.9.

На твердых поверхностях канала задаются условия прилипания и постоянной температуры. Во входном сечении начального гладкого участка 1 задаются распределения скорости, температуры и характеристик турбулентности, предварительно рассчитанные при решении задачи о стабилизированном течении и развитом теплообмене в гладком канале. Методика и результаты этих вспомогательных расчетов описаны в работе [6].

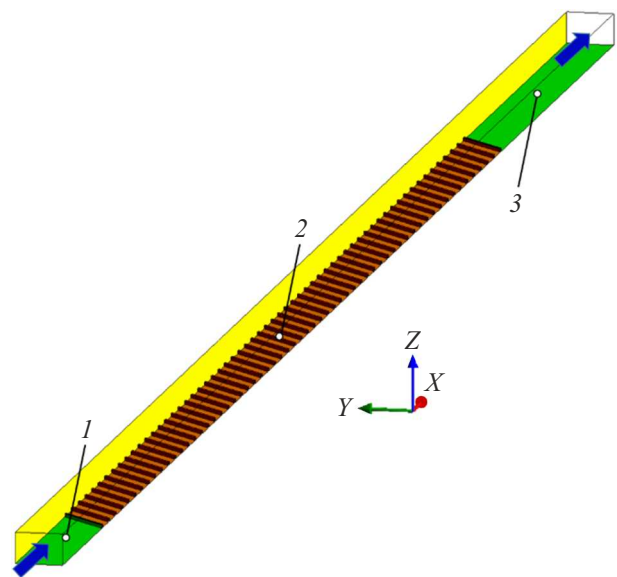


Рис. 4. Расчетная область: 1 — начальный участок, 2 — оребренный участок, 3 — выходной участок.

В выходном сечении гладкого выходного участка 3 предписывается нулевое значение избыточного давления.

Расчеты выполнены с использованием пакета программ ANSYS CFX 2019 R3. Конвективные потоки дискретизировались по схеме повышенного порядка аппроксимации (*High Resolution*). Расчетные сетки состояли из гексаэдров, с общим числом узлов 10^6 на один шаг оребрения (сегмент). Общая размерность сетки, включая участки до и после оребрения, составила $65.4 \cdot 10^6$ узлов. Представленный в работе [6] опыт численного решения задачи о пространственно периодическом течении и теплообмене, опирающийся на специальное исследование сеточной сходимости, позволил определить требования к размерности сетки. Было показано, в частности, что при расчетах периодического течения в одной секции оребренного канала, выполненных для $Re = 2 \cdot 10^5$, отличие результатов решения на сетке размерностью 10^6 узлов по сравнению с сеточно-сошедшимся решением на сетке размерностью $68 \cdot 10^6$ узлов составляло 0.9% по коэффициенту сопротивления и 2.6% по числу Нуссельта.

Продвижение по физическому времени осуществлялось по схеме второго порядка точности. Наиболее высокочастотные флуктуации течения разрешались примерно на 20 временных шагах. Предварительные расчеты показали, что для выхода на статистически установившийся режим требовалось около 350 временных шагов, при старте с начального приближения, в качестве которого выступало не сошедшее по итерациям решение, выдаваемое решателем стационарных задач. Учитывая этот результат, после выполнения первых 500 шагов включалась опция осреднения параметров потока, проводимого в течение следующих 150 шагов.

2. Результаты и обсуждение

Ниже приводятся и анализируются результаты расчета осредненного по времени течения и теплообмена в иллюстрируемом на рис. 4 канале, оребренная часть которого, как отмечалась выше, состоит из шестидесяти сегментов. Нумерация сегментов и ребер начинается от входа. Обсуждаются данные, полученные для четырех значений числа Re : 10^4 , $5 \cdot 10^4$, 10^5 и $2 \cdot 10^5$.

На рис. 5 для варианта с числом $Re = 2 \cdot 10^5$ показаны характеристики течения на участке канала от сегмента 20 до сегмента 36. На рисунке изображена оребренная стенка, гладкие участки которой окрашены в соответствии с локальными значениями коэффициента трения $c_f = 2\tau_w / \rho U_b^2$. Подсвеченные и полупрозрачные объемные области серого цвета образованы изоповерхностями нормированной величины завихренности $R_v = |\text{rot}V|H/U_b = 1.12$; внутри объемов $R_v < 1.12$. Периодически повторяющиеся „разорванные“ объемы относятся к сходящим с ребер кромочным вихрям. Протянувшаяся вдоль канала „трубка“ выделяет в ядре потока сформировавшуюся винтообразную область с

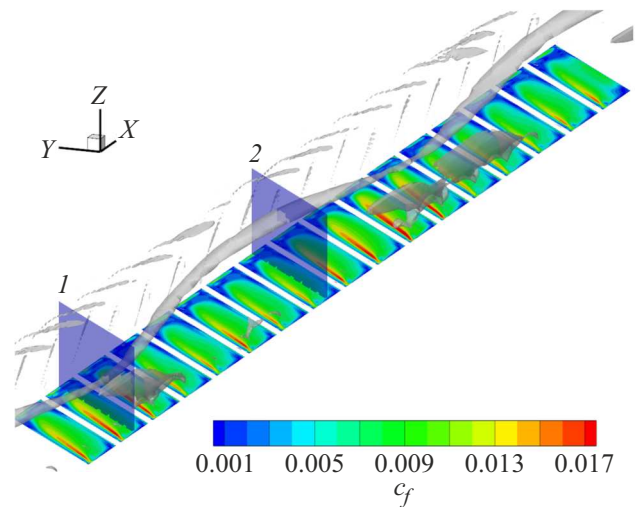


Рис. 5. Распределения локальных значений коэффициента трения на поверхностях в промежутках между ребрами и положения изоповерхностей, на которых $R_v = 1.12$; сечение 1 расположено в сегменте 21, сечение 2 — в сегменте 27 (результаты расчетов при $Re = 2 \cdot 10^5$).

относительно малой завихренностью ($R_v \leq 1.12$). На рисунке показаны также два наклонных сечения канала, параллельных ребрам и расположенных посередине гладких участков сегментов 21 (сечение 1) и 27 (сечение 2). Эти сечения построены в целях визуальной идентификации положения трубки $R_v = \text{const}$ относительно стенок канала. На рисунке отчетливо видно, что поперечное положение слабозавихренного ядра меняется вдоль канала с пространственным периодом, значительно большим шага оребрения. Сопоставление полей течения, полученных при осреднении по отдельным фрагментам общей выборки, позволило также заключить, что сформировавшаяся винтообразная область является квазистационарной.

Обратим далее внимание на картины распределения коэффициента c_f . На межреберных гладких поверхностях каждого сегмента выделяются полосы красно-желтого цвета со значениями c_f от 0.013 до 0.017. Эти полосы повышенных значений c_f возникают в результате действия на пристенное течение кромочных вихрей того же типа, что и вихрь, показанный на рис. 3. Весьма примечательно, что от сегмента к сегменту размер и интенсивность окраски полос с повышенными значениями c_f меняются. Большие по размеру полосы ярче окрашены в красный и желтый цвета, а меньшие полосы окрашены не так интенсивно и почти не содержат красного цвета.

Сопоставим изменение окраски гладких поверхностей по значениям c_f с поведением винтообразной изоповерхности $R_v = 1.12$. В сечении 1 след выделенной трубки приближен к оребренной поверхности, а в сечении 2 след находится на удалении от нее. В соответствии с этим на межреберной стенке сегмента 21 полоска, отпе-

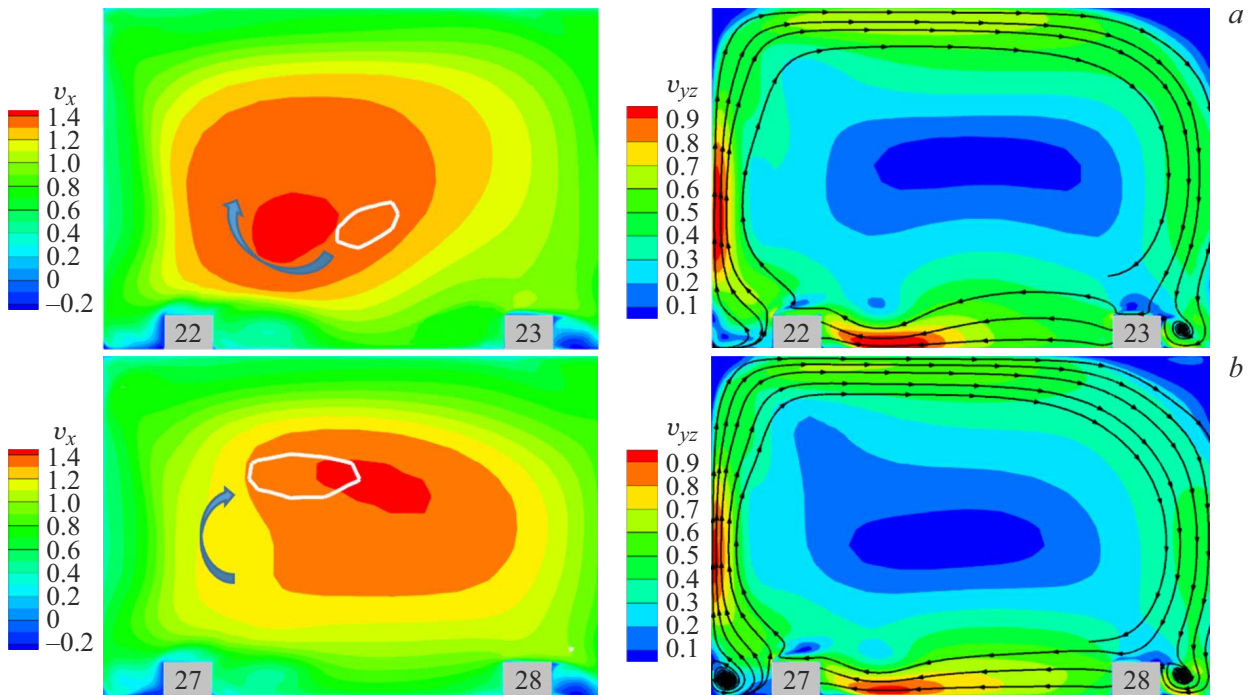


Рис. 6. Поля скорости в двух сечениях оребренного участка, рассчитанные при $Re = 2 \cdot 10^5$: *a* — сечение $x/P = 22.25$, *b* — сечение $x/P = 27.25$; слева — распределения продольной скорости v_x , справа — распределения модуля поперечной скорости v_{yz} и линии тока поперечного течения; белые линии на картах v_x — границы трубки $R_v = 1.12$; изогнутые стрелки — направление перемещения границы сечения трубки между сегментами 22 и 27; 22, 23, 27 и 28 — номера ребер.

чатывающая действие кромочного вихря, имеет больший размер и более яркая, а на межреберной стенке сегмента 27 соответствующая полоска выражена гораздо слабее. Далее по каналу прослеживается такая же закономерность, а именно приближение поверхности $R_v = 1.12$ к оребренной стенке увеличивает трение под кромочными вихрями, удаление области уменьшает трение.

На рис. 6 даны картины течения в нескольких нормальных к оси канала поперечных сечениях, расположенных приблизительно в тех же местах, что и наклонные сечения на предыдущем рисунке; здесь координата x отсчитывается от начала оребренного участка. На схематическом рис. 1 для примера пунктирными линиями синего цвета показаны такого же типа сечение и последовательность нумерации ребер n и $n + 1$, пересекающих текущее сечение. Картины течения на рис. 6 показаны в предположении, что наблюдатель смотрит вниз по потоку. На картинах течения в верхнем ряду видны сечения ребер 22 и 23, а в нижнем ряду — сечения ребер 27 и 28. Поперечные сечения на рисунке включают сегмент 22 с частями сегментов 21 и 23 (верхний ряд), а также сегмент 27 с частями сегментов 26 и 28 (нижний ряд). Сечения ребер 23 и 28 расположены ближе к их началу относительно направления течения, а сечения 22 и 27 — ближе к концу.

Левая колонка картин на рис. 6 показывает распределения безразмерной продольной скорости $v_x = V_x/U_b$, а

правая колонка — распределения безразмерного модуля поперечной скорости $v_{yz} = (V_y^2 + V_z^2)^{0.5}/U_b$. Белые линии на картинах распределения v_x — контуры сечения поверхности $R_v = 1.12$. Стрелки показывают направление перемещения контуров. Отчетливо видно, что в области сегмента 22 поверхность $R_v = 1.12$ приближена к оребренной стенке, а в области сегмента 27 ситуация обратная. Контур $R_v = 1.12$ и область максимума продольной скорости $v_x \geq 1.4$ перемещаются между сечениями $x/P = 22.25$ и $x/P = 27.25$ синхронно. Все это дает дополнительное свидетельство тому, что, по крайней мере, в ядре потока течение характеризуется длиннопериодической винтовой структурой.

Картины поперечного течения представлены на рис. 6 как распределения модуля поперечной скорости v_{yz} , так и линиями тока, построенными по компонентам скорости v_y и v_z . Направление поперечного течения согласуется с углом наклона ребер. Определяющая роль ребер в создании закрутки основного течения подтверждается также тем, что наибольшие значения величина v_{yz} приобретает на периферии поперечных сечений. В целом уровень поперечной скорости на периферии составляет около половины среднерасходной скорости V_b . Вблизи оребренной стенки и боковой левой стенки наблюдаются локальные вытянутые области, где модуль поперечной скорости почти достигает значения V_b . У оребренной стенки эти области сформированы кромочными вихрями (рис. 3), сошед-

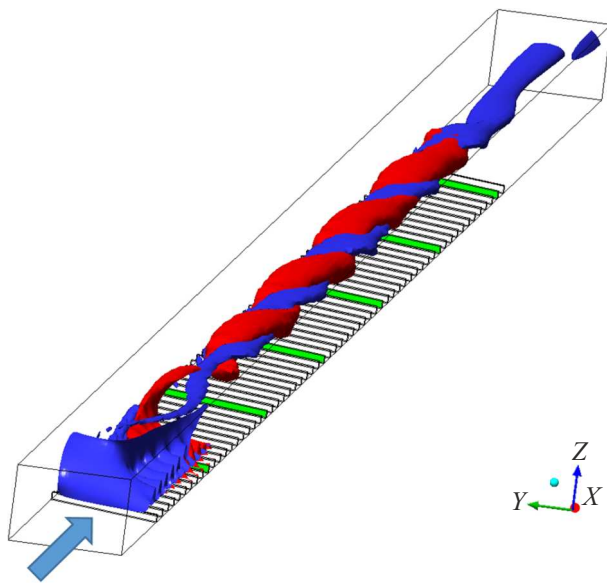


Рис. 7. Изоповерхности постоянного значения продольной скорости (красный цвет) и постоянного значения модуля поперечной скорости (синий цвет), построенные по результатам расчетов для $Re = 2 \cdot 10^5$. Зеленым цветом окрашено каждое десятое ребро.

шими с ребер 23 и 28. У боковой стенки эти области созданы вихрями, сошедшими с ребер 22 и 27. Как наглядно иллюстрируется рис. 3, кромочный вихрь под совместным действием границ канала и общей закрутки потока распространяется вверх и вдоль боковой стенки. На его присутствие вблизи боковой стенки указывают области, где значения модуля поперечной скорости почти достигают значения среднерасходной скорости. Отметим также, что в окрестности оребренной стенки справа от сечений ребер 23 и 28 построенные на рис. 6 линии тока выделяют относительно небольшие вихревые области, которые можно ассоциировать с зарождением кромочных вихрей при срыве набегающего потока с задней кромки верхней грани ребра.

Длиннопериодическую (по сравнению с шагом ребер) винтовую структуру слабовихренного ядра потока в канале наглядно показывает рис. 7, где отчетливо видна „косичка“, образованная достаточно регулярным, многовитковым переплетением двух вытянутых областей течения, характерных для центральной части моделируемого течения. Внутри области красного цвета продольная скорость $v_x \geq 1.4$, т.е. близка к максимальной. Внутри области синего цвета модуль поперечной скорости $v_{yz} \leq 0.08$.

На рис. 8 приведены диаграммы распределения по сегментам средних значений коэффициента трения $\langle c_f \rangle$ на гладких межреберных поверхностях. Штриховыми горизонтальными линиями на диаграммах отмечены величины $\overline{c_f}$, каждая из которых отмечает среднеарифметическое значение коэффициента $\langle c_f \rangle$ на участке от 20

до 60 сегмента. Значения $\overline{c_f}$ для разных значений числа Re приведены в таблице. Под каждой диаграммой изображены винтообразные изоповерхности величины R_v . Значения постоянной, выбранные для визуализации поверхностей, лежат в диапазоне от 1.1 до 1.3. Изоповерхности R_v окрашены в соответствии с расстоянием от точки на поверхности до оребренной стенки. Выбор поля параметра R_v для сопоставления с диаграммой $\overline{c_f}$ обусловлен сильным влиянием вихревой структуры потока на пристенный конвективно-диффузионный перенос.

Рассматривая для каждого значения числа Re совместно диаграмму $\overline{c_f}$ и форму изоповерхности R_v , можно зафиксировать последовательность фаз развития течения в канале. Рассмотрим, например, относящийся к варианту $Re = 2 \cdot 10^5$ рис. 8, *d*. На первых двух сегментах оребренного участка трение уменьшается (фаза 1). Затем, после сегмента 2 трение монотонно возрастает, достигая максимума в сегментах 10 и 11 (фаза 2). Рост трения в этих сегментах по сравнению с сегментом 2 составляет около 75%. По изображению изоповерхности R_v видно, что в фазе 2 вблизи оребренной стенки начинает формироваться продольное винтовое движение. Также видно, что образование глобального вихревого движения происходит под действием как наклона ребер, так и кромочных вихрей. Кромочные вихри в этой области и вниз по потоку можно идентифицировать, проследивая поднимающиеся вверх заостренные пятна красного цвета. Для участка от сегмента 2 до сегмента 10 характерно наличие слоя с высокими значениями завихренности вблизи оребренной стенки (сплошная красная пелена), что объясняет монотонный рост трения.

После сегмента 11 и вплоть до сегмента 15 трение уменьшается до величины, близкой к величине в сегменте 2 (фаза 3). Как видно на рис. 8, *d*, когда в красной пелене появляются разрывы, что отражает факт уменьшения пристенной завихренности, происходит падение трения. В окрестности сегмента 15 следы кромочных вихрей становятся точечными, и трение достигает локального минимума. Вырождение следов кромочных вихрей говорит об их ослаблении или, скорее, удалении от стенки. В окрестности сегмента 15 почти завершается и формирование правозакрученной винтовой формы изоповерхности R_v .

На протяжении пяти сегментов (от сегмента 13 до сегмента 18) формирующаяся винтовая структура удалена от оребренной стенки, и трение на участке от сегмента 15 до сегмента 22 меняется не сильно, находясь на среднем уровне, таком же, как и в остальной, лежащей вниз по потоку части канала (фаза 4). Поведение трения на этом участке, если не рассматривать остальную, за сегментом 22, часть канала, дает основание для заключения о некоторой стабилизации течения при подходе к сегменту 15. Отметим, что это заключение согласуется с данными о длине начального участка в односторонне оребренных каналах, приводимыми другими авторами [3]. Если не

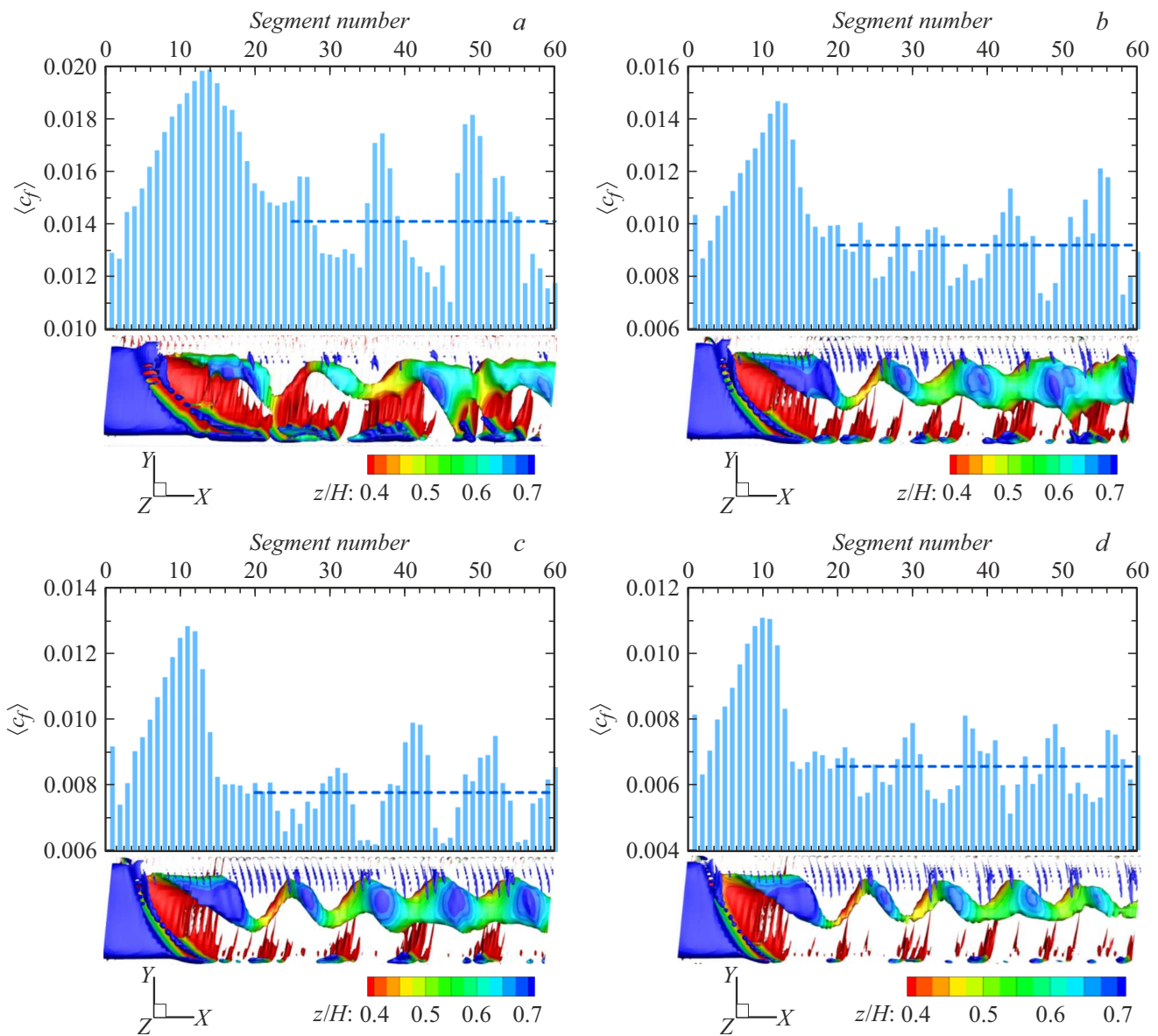


Рис. 8. Диаграммы распределения $\langle c_f \rangle$ и изменение формы изоповерхности R_v вдоль канала: $Re = 10^4$ (a), $5 \cdot 10^4$ (b), 10^5 (c), $2 \cdot 10^5$ (d); штриховые линии — значения \bar{c}_f .

рассматривать оставшуюся часть канала, можно было бы предположить, что после сегмента 17 трение должно монотонно уменьшаться. Однако на рис. 8, d видно, что на участке, охватывающем сегменты 18–22, изоповерхность R_v приблизилась к стенке, к ней же приблизились и кромочные вихри, при этом трение, вместо снижения, стало возрастать. Фаза 4 является промежуточной и поэтому частично включает сегменты, которые можно отнести к предыдущей фазе 3, и частично — к следующей фазе 5.

От сегмента 19 и до конца канала устанавливается винтовая форма изоповерхности R_v , с четырьмя шагами винта (фаза 5). На протяжении этой фазы шаги винта h практически одинаковы и имеют размер порядка десяти межреберных шагов ($h \cong 10P$). На каждом шаге винта

при его приближении к стенке становятся заметными кромочные вихри, которые прижимаются к стенке. Приблизившаяся к стенке винтовая трубка и вместе с ней кромочные вихри увеличивают трение. Когда винтовая трубка и кромочные вихри отступают от стенки, трение в соответствующих сегментах уменьшается.

Сопоставляя части рис. 8, можно отметить тенденции в изменении границ фаз и некоторых других характеристик в зависимости от числа Рейнольдса. С увеличением числа Re от 10^4 до $2 \cdot 10^5$ протяженность фазы 2 сокращается от 12 до 8 сегментов, протяженность фазы 3 также сокращается. Для $Re = 10^4$ она составляет 9 сегментов, а для остальных значений Re она уменьшается от 6 до 5 сегментов. Для всех чисел Re в конце фазы 2 максимальное значение \bar{c}_f существенно

превышает значение $\langle c_f \rangle$. С увеличением числа Re это превышение возрастает и составляет 43% при $Re = 10^4$, 60% при $Re = 5 \cdot 10^4$, 64% при $Re = 10^5$ и 67% при $Re = 2 \cdot 10^5$.

В фазе 5 с ростом числа Re уменьшаются шаги h винтовой формы поверхностей $R_v = \text{const}$. Так, для $Re = 10^4$ и $5 \cdot 10^4$ шаги h равны $12P$ и $11P$ соответственно, а для $Re = 10^5$ и $2 \cdot 10^5$ шаги h составляют $10P$ и $9P$. В то же время с увеличением числа Re уменьшается размах колебаний коэффициента $\langle c_f \rangle$ относительно $\overline{c_f}$: при $Re = 10^4$ он составляет 49%, при $Re = 5 \cdot 10^4$ — 36%, при $Re = 10^5$ — 32% и при $Re = 2 \cdot 10^5$ — 30%. В таблице приведены значения средних на межреберной поверхности коэффициентов трения $\overline{c_f}$ и значения таких же коэффициентов $\langle c_f^{SP} \rangle$ для развитого пространственно периодического (SP — Spatial Periodic) течения (по данным [6]). Как видно, относительное отличие этих величин $|\overline{c_f} - \langle c_f^{SP} \rangle| / \langle c_f^{SP} \rangle \cdot 100\%$ оказалось небольшим. Оно максимально при $Re = 10^4$ и составляет 8.5%, а в остальных случаях заметно меньше: при $Re = 5 \cdot 10^4$ — 4%, при $Re = 10^5$ — 1.3% и при $Re = 2 \cdot 10^5$ — 5.7%.

На рис. 9 приведены диаграммы, построенные для параметра интенсификации теплоотдачи $\langle \varepsilon_q \rangle$. Параметр $\langle \varepsilon_q \rangle$ определен как отношение $\langle \alpha_{rw} \rangle / \alpha_{sm}$, в котором $\alpha_{rw} = q_{rw} / |T_w - T_b|$ и $\langle \alpha_{rw} \rangle$ — локальный и средний коэффициенты теплоотдачи на гладкой части оребренной стенки для одного сегмента, q_{rw} и T_b — локальный тепловой поток и среднemasсовая температура в поперечном сечении канала, параллельном ребрам и находящемся посередине между ними, α_{sm} — коэффициент теплоотдачи в гладком канале с таким же значением гидравлического диаметра. Коэффициент α_{sm} ($\alpha_{sm} = Nu_{sm} \lambda_g / D_h$, λ_g — теплопроводность среды, D_h — гидравлический диаметр канала) рассчитан (с использованием формулы Никурадзе для коэффициента сопротивления [11] $\lambda_{sm} = 0.0032 + 0.221/Re^{0.237}$) по формулам Гнелинского для $Re = 10^4$ [12]:

$$Nu_{sm} = \frac{(\lambda_{sm}/8)(Re - 1000)Pr}{1 + 12.7(\lambda_{sm}/8)^{1/2}(Pr^{2/3} - 1)}$$

и Петухова-Кириллова для $Re \geq 5 \cdot 10^4$ [13]:

$$Nu_{sm} = \frac{(\lambda_{sm}/8)RePr}{1 + 900/Re + 12.7(\lambda_{sm}/8)^{1/2}(Pr^{2/3} - 1)}$$

Значения α_{sm} приведены в таблице.

Сравнивая диаграммы на рис. 8 и 9, можно сделать заключение о подобии их формы, что является ожидаемым следствием подобия турбулентного конвективно-диффузионного переноса тепла и импульса. В работе [6] было показано, что для пространственно периодического течения в канале с односторонним оребрением коэффициент аналогии Рейнольдса $2St/c_f$ ($St = Nu/(RePr)$ — число Стэнтона, в котором число Нуссельта определено по теплоотдаче на всех стенках) остается близким к единице, меняясь от 0.9 до 1.1 в рассматриваемом здесь диапазоне значений числа Re.

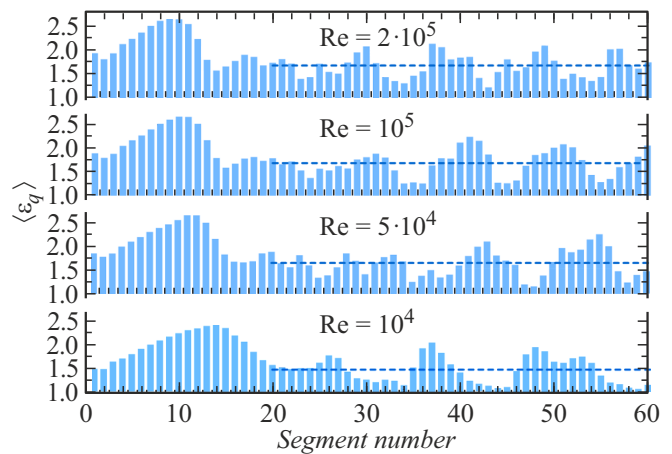


Рис. 9. Распределение вдоль канала параметра интенсификации теплоотдачи $\langle \varepsilon_q \rangle$, пунктирные линии $\overline{\varepsilon_q}$ значения для пространственно периодического течения (по данным [6]).

При сопоставлении диаграмм на рис. 9 с графиками на рис. 2 видно, что характер поведения экспериментальных кривых интенсификации теплоотдачи на первых пятнадцати-двадцати сегментах во многих чертах схож с рассчитанными диаграммами. Фазы 1–4 развития течения, выявленные при анализе расчетных данных, можно выделить и на экспериментальных графиках. Фаза 5, относящаяся к сформировавшемуся винтовому движению в ядре потока, на графиках, за исключением варианта 2, не просматривается, что вполне объяснимо недостаточным числом сегментов (меньше 16) в экспериментальных каналах вариантов 1, 3 и 4.

Штриховыми горизонтальными линиями на диаграммах $\langle \varepsilon_q \rangle$ отмечены величины $\overline{\varepsilon_q}$, каждая из которых представляет собой среднее арифметическое значений $\langle \varepsilon_q \rangle$ на участке от 20 до 60 сегмента (на участке фазы 5). Значения $\overline{\varepsilon_q}$, рассчитанные для разных чисел Re, приведены в таблице. В дополнение к значениям $\overline{\varepsilon_q}$ в таблице приведены значения средних на межреберной поверхности коэффициентов интенсификации теплоотдачи $\langle \varepsilon_q^{SP} \rangle$ для развитого пространственно периодического течения [6]. Относительное отличие этих величин $\overline{\varepsilon_q} - \langle \varepsilon_q^{SP} \rangle / \langle \varepsilon_q^{SP} \rangle \cdot 100\%$ составило: при $Re = 10^4$ — 5.2%, при $Re = 5 \cdot 10^4$ — 10%, при $Re = 10^5$ — 10.1% и при

Интегральные характеристики трения и теплоотдачи

Число Re	10^4	$5 \cdot 10^4$	10^5	$2 \cdot 10^5$
$\overline{c_f}$	0.0141	0.0092	0.0078	0.0066
$\langle c_f^{SP} \rangle$	0.0130	0.0096	0.0079	0.0070
$\overline{\varepsilon_q}$	1.45	1.63	1.69	1.69
$\langle \varepsilon_q^{SP} \rangle$	1.53	1.81	1.88	1.91
α_{sm} (W/m ² ·K)	7.0	23.3	38.9	67.5

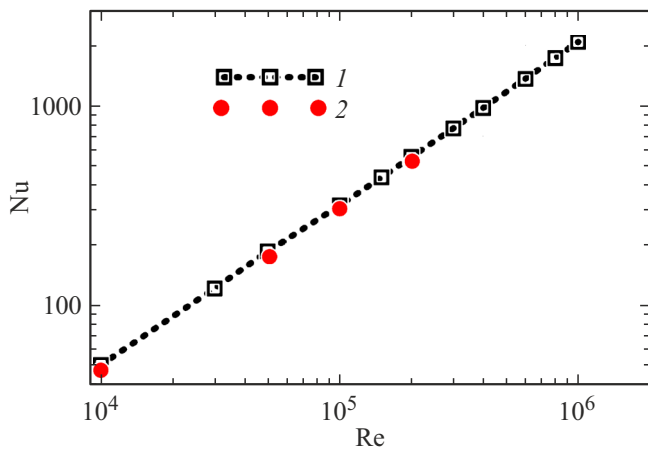


Рис. 10. Рассчитанные средние значения числа Nu в зависимости от числа Re : 1 — в предположении пространственной периодичности течения [6,14], 2 — на участке винтового течения в длинном канале.

$Re = 2 \cdot 10^5$ — 11.5%. Таким образом, при сформированном винтовом движении (фаза 5) отличие средних значений $\bar{\varepsilon}_q$ от значений, полученных для идеализированного пространственно периодического течения $\langle \varepsilon_q^{SP} \rangle$, остается в пределах, близких к десяти процентам, как и в случае средних значений коэффициентов трения.

На рис. 10 приведены зависимости от числа Рейнольдса среднего числа Нуссельта, рассчитанного с учетом теплоотдачи на всех стенках канала. Для периодического течения теплоотдача аппроксимируется зависимостью $Nu^{SP} = 0.0295 \cdot Re^{0.807}$, для длинного канала на участке винтового течения справедлива близкая корреляция $Nu = 0.0288 \cdot Re^{0.804}$.

Выводы

1. В выбранной конфигурации длинного (50 калибров) оребренного канала ядро статистически стационарного турбулентного течения принимает винтообразную форму, характеристики которой в исследованных нами условиях зависят от числа Рейнольдса.

2. При всех значениях числа Рейнольдса процесс формирования винтовой структуры по длине канала можно разделить на четыре фазы, с последующим выходом на (пятую) фазу полностью развившегося винтообразного движения среды с шагом винта и амплитудой изменения гидродинамических характеристик, монотонно зависящими от числа Рейнольдса.

3. Участки, на которых постепенно формируется винтовая структура ядра течения, в целом занимают приблизительно треть длины канала, их протяженность слабо убывает с ростом числа Рейнольдса. Процесс формирования винтовой структуры сопровождается немонотонным поведением трения и теплоотдачи, при этом в начальных фазах трение и теплоотдача достигают экстремально больших значений.

4. В фазе с полностью развившейся винтовой структурой осредненные по длине канала характеристики сопротивления и теплоотдачи в пределах 10% совпадают с характеристиками, рассчитанными ранее [6] для идеализированного пространственно периодического течения.

5. Выделенные в результате расчетов фазы формирования винтовой структуры ядра течения в оребренных каналах косвенно (через характеристики теплоотдачи) обнаруживаются и в результатах ряда экспериментальных исследований [5,7,8].

Благодарность

Результаты работы получены с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютерного центра Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого (www.spbstu.ru).

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-29-00094.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] E.K. Kalinin, G.A. Dreitser, I.Z. Kopp, A.S. Myakotchin. *Efficient surfaces for heat exchangers: fundamental and design* (Begell, 2002), 392 p. DOI: 10.1615/978-1-56700-167-9.0
- [2] V.I. Terekhov, A.Yu. Dyachenko, Y.J. Smulsky, T.V. Bogatko, N.I. Yarygina. *Heat transfer in subsonic separated flows* (Springer, 2022), 230 p.
- [3] J.-C. Han, S. Dutta, S. Ekkad. *Gas Turbine Heat Transfer and Cooling Technology* (CRC Press, 2013), 865 p.
- [4] M.K. Dwivedi, M. Choudhary. *Mater. Today: Proceedings*, 63, 272 (2022). <https://doi.org/10.1016/j.matpr.2022.03.072>
- [5] I. Baybuzenko. *Proceedings of the ASME. Turbo Expo 2021*. (2021) 5B. <https://doi.org/10.1115/GT2021-00259>
- [6] В.В. Рис, С.А. Галаев, А.М. Левченя, И.Б. Писаревский. *Теплоэнергетика*, 2, 80 (2024). DOI: 10.56304/S0040363624020085
- [7] A.P. Rallabandi, H. Yang, J. Han. *J. Heat Transfer*, 131, 071703 (2009). <https://doi.org/10.1115/1.3090818>
- [8] G. Tanda, R. Abram. *J. Turbomachinery*, 131, 021012–1 (2009). DOI: 10.1115/1.2987241
- [9] M. Molki, E.M. Sparrow. *J. Heat Transfer*, 108, 482 (1986).
- [10] F. Menter, M. Kuntz, R. Langtry. *Turbulence, Heat and Mass Transfer 4* (Begell House Inc., 2003), p. 625–632.
- [11] Л.Г. Лойцянский. *Механика жидкости и газа* (Дрофа, 2003), 840 с.

- [12] T.L. Bergman, A.S. Lavine, F.P. Incropera, D.P. DeWitt. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer* (John Wiley & Sons., 2011), 1076 p.
- [13] Б.С. Петухов, В.В. Кириллов. Теплоэнергетика, **4**, 63 (1958).
- [14] А.М. Левченя, С.А. Галаев, В.В. Рис. Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки, **17** (4), (2024) (принято к опубликованию).